

04

## **К механизму перетекания тока между струями в двухструйной электрической дуге**

© Э.Б. Кулумбаев, Т.Б. Никуличева

Белгородский государственный национальный исследовательский  
университет

E-mail: [kulumbaev@bsu.edu.ru](mailto:kulumbaev@bsu.edu.ru)

Поступило в Редакцию 1 августа 2012 г.

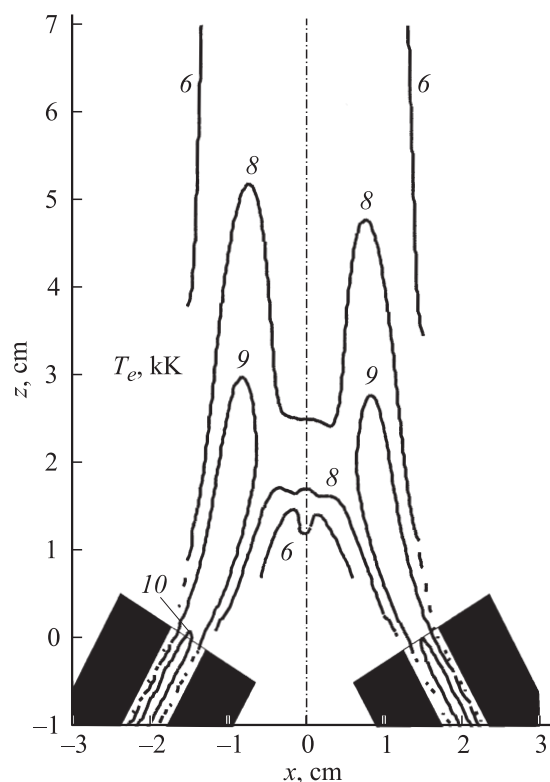
Представлены результаты магнитогазодинамического расчета характеристик двухструйной электрической дуги с учетом температурной и ионизационной неравновесностей аргоновой плазмы. Показано, что катодная и анодная струи играют роль плазменных электродов, вдоль которых характер дугового разряда меняется с самостоятельного на несамостоятельный.

Открытая двухструйная электрическая дуга образована анодной и катодной плазменными струями, которые формируются за счет нагрева и ускорения плазмообразующего газа в каждом из расположенных под некоторым углом электродных сопел. Экспериментальные исследования [1] показали, что электромагнитное отталкивание искривляет плазменные струи. При наблюдении через оптически плотный фильтр ярко светящиеся струи разделены темным промежутком и выглядят самостоятельными. В зоне слияния струй дуговой разряд диффузно распределен по высоте в промежутке между струями. На основе проведенных измерений температурной и электрической структур разрядный процесс между плазменными струями классифицирован в [1] как несамостоятельный дуговой разряд.

Магнитогазодинамический расчет [2] равновесных характеристик плоскопараллельной двухструйной дуги показал, что в результате искривления струй формируется общий поток плазмы, образованный движущимися в одном направлении струйными течениями и разделенный вовлеченным с внешней межсопловой границы спутным газом. Течение и теплообмен этого газа определяет положение зоны перетекания тока (токовой перемычки) между струями. Нижняя, со стороны сопел, граница перемычки соответствует расстоянию прогрева спутного газа от струй плазмы до температуры, при которой газ приобретает способность проводить электрический ток.

В межструйной области, заполненной спутным газом, плазма будет неравновесной. Поэтому в данной работе модель двухструйной электрической дуги [2] обобщена учетом температурной и ионизационной неравновесностей аргоновой плазмы для уточнения механизма перетекания тока между плазменными струями. Полагается, что все протекающие процессы стационарные, течение дозвуковое и ламинарное, излучение объемное. Плазма атомарного газа рассматривается как двухкомпонентный квазинейтральный континуум электронного газа с температурой  $T_e$  и газа тяжелых частиц с температурой  $T_h$ , взаимодействующих посредством упругих соударений. Концентрация электронов  $n_e$  неравновесная из-за нарушения локальной компенсации процессов ионизации  $\alpha n_e$  и рекомбинации  $\beta n_e^2$  диффузионным  $\nabla D_A \nabla n_e$  и конвективным  $-\nabla v n_e$  переносом ( $v$  — среднемассовая скорость;  $D_A$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\alpha$  — частота ударной ионизации;  $\beta$  — коэффициент трехчастичной ударно-радиационной рекомбинации;  $\nabla$  — оператор Гамильтона). Характеристики двухструйной электрической дуги описываются самосогласованной системой стационарных двумерных уравнений непрерывности, Навье—Стокса, балансов энергии электронного газа, газа тяжелых частиц, числа электронов и непрерывности электрического тока в потенциальном электрическом поле, дополненной законом Дальтона, зависимостями коэффициентов плазмы от давления, температур и концентраций частиц [3] и граничными условиями. Индукция магнитного поля вычисляется в соответствии с законом Био—Савара. Методика численного решения уравнений, описанная в [2], дополнена учетом априорной неопределенности расчетной области для электронов, вне которой коэффициенты переноса соответствующих уравнений вырождаются.

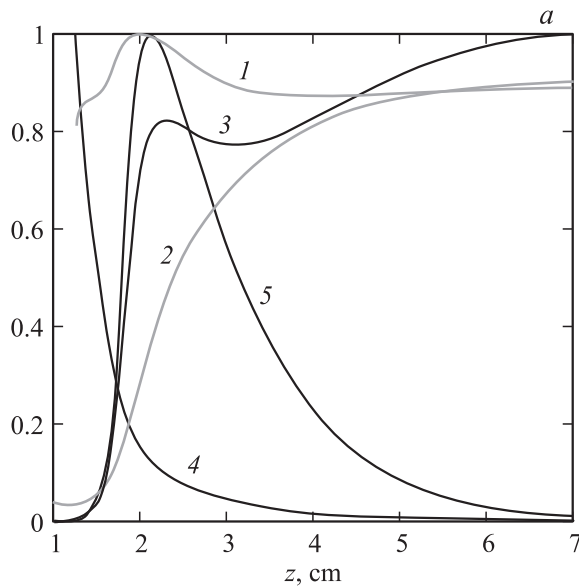
Проводится расчет характеристик плоскопараллельной двухструйной дуги с геометрией насадок [1] при одинаковых и равных



**Рис. 1.** Поле температуры электронов в двухструйной электрической дуге.

0.012 g/(s · mm) погонных расходах плазмообразующего газа через сопла и погонной силе тока 5 A/mm.

Рассчитанная конфигурация неравновесной двухструйной электрической дуги иллюстрируется рис. 1. Видно, что по сравнению с равновесным случаем [2] появляется новое качество структуры — асимметрия относительно  $x = 0$  — оси двухструйной электрической дуги, обусловленная различимостью катодной и анодной струй в неравновесном приближении плазмы из-за знаков одной из составляющих  $-en_e E_v$  (имеющей относительный вклад  $\sim 10\%$ ) удельной мощности тепла в уравнении баланса электронов.



**Рис. 2.** Распределения нормированных (а) характеристик плазмы:  $T_e$  — 1;  $T_h$  — 2;  $n_e$  — 3;  $E_x$  — 4;  $j_x$  — 5 (с масштабами  $T_m = 8577$  К;  $n_m = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ;  $E_m = 58.1 \text{ V/cm}$ ;  $j_m = 0.3 \text{ A/mm}^2$ ) и членов уравнения баланса числа электронов:  $an_e$  — 1;  $-\beta n_e^2$  — 2;  $-\nabla_x v_x n_e$  — 3;  $-\nabla_z v_z n_e$  — 4;  $\nabla_x D_A \nabla_x n_e$  — 5;  $\nabla_z D_A \nabla_z n_e$  — 6 на оси двухструйной электрической дуги (b).

Наибольший отрыв  $T_h$  от  $T_e$ , около 7 кК, наблюдается на оси двухструйной электрической дуги в зоне перетекания тока между струями. За счет джоулева нагрева электронов перетекающим током в этой зоне реализуется максимум  $T_e$  на оси двухструйной электрической дуги (рис. 2, а), как и в эксперименте [1], и образуется смычка электронных изотерм (рис. 1). По мере движения заполняющий межструйную область спутный газ прогревается от струй плазмы и электронов, и  $T_h$  подтягивается к уже уменьшающейся  $T_e$  (рис. 2, а).

Концентрация электронов качественно повторяет распределение температуры электронов, но сильно отличается от определяемой уравнением Саха с температурой  $T_e$ . В катодной струе  $n_e$  больше, чем в анодной (рис. 3, а), вдоль осей струй концентрации электронов уменьшаются, а на оси двухструйной электрической дуги в зоне перетекания

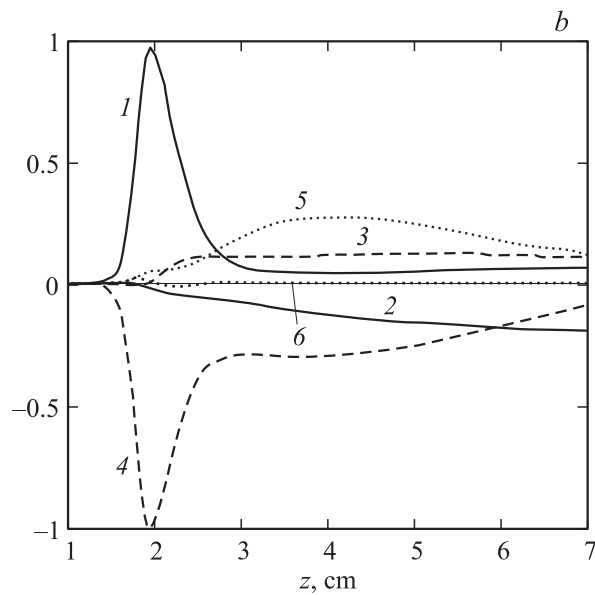
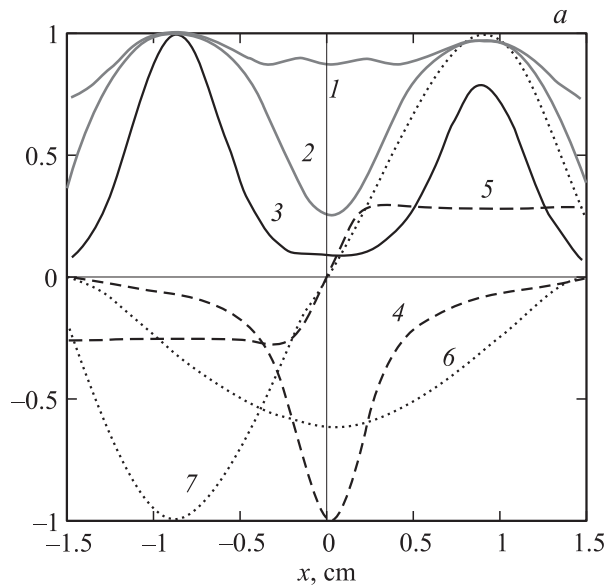


Рис. 2 (продолжение).

тока между струями  $n_e$  немонотонна и более чем на порядок меньше осевой в струях (рис. 2, *a*).

В токопроводящем канале двухструйной дуги баланс числа электронов, не зависящий в силу непрерывности от стационарного тока, показывает (рис. 2, *b*, 3, *b*) достаточно сложную картину относительных вкладов ударных процессов и конвективно-диффузионного переноса электронов. Видно, что членом  $\nabla_z D_A \nabla_z n_e$  (амбиполярной диффузией вдоль  $z$ ) можно пренебречь и вдоль, и поперек оси двухструйной дуги, т.е. конвективно-диффузионный перенос электронов является „погранслоинным“. На осях струй (рис. 3, *b*) доминирует ионизация, компенсируемая с точки зрения баланса не только рекомбинацией, но и разностью конвективного вноса и диффузионного ухода электронов в обе стороны от осевых максимумов  $n_e$ . Роль конвективного переноса  $-\nabla v_e$  обусловлена еще не достигнутой струями в сечении  $z = 2$  см параллельности. Поэтому в этом сечении на периферии каждой из струй конвективные члены  $-\nabla_x v_x n_e$  и  $-\nabla_z v_z n_e$  имеют разные знаки, и знак



**Рис. 3.** Распределения нормированных (а) характеристик плазмы:  $T_e$  — 1;  $T_h$  — 2;  $n_e$  — 3;  $E_x$  — 4;  $E_z$  — 5;  $j_x$  — 6;  $j_z$  — 7 (с масштабами  $T_m = 9822$  К;  $n_m = 1.2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ;  $E_m = 8.8$  В/см;  $j_m = 0.5$  А/мм $^2$ ) и членов уравнения баланса числа электронов:  $\alpha n_e$  — 1;  $-\beta n_e^2$  — 2;  $-\nabla_x v_x n_e$  — 3;  $-\nabla_z v_z n_e$  — 4;  $\nabla_x D_A \nabla_x n_e$  — 5;  $\nabla_z D_A \nabla_z n_e$  — 6 в сечении  $z = 2$  см двухструйной электрической дуги (b).

каждого из них противоположен на левой и правой границе каждой струи. Основной процесс выноса электронов из струй в межструйный промежуток — конвекция вдоль оси  $x$ , усиливаемая в основном амбиполярной диффузией, так как ионизация здесь практически компенсируется рекомбинацией. Из катодной струи электронов выносятся больше, чем из анодной. Стоком электронов в этих областях является их вынос потоком спутного газа вверх — в сторону возрастания  $z$ . В межструйном промежутке баланс числа электронов обусловлен ионизацией  $\alpha n_e$  и конвекцией  $-\nabla_z v_z n_e$ , при практически нулевом вкладе всех других процессов (рис. 3, b). Это означает, что дуговой разряд между составляющими ненулевой угол участками плазменных струй является самостоятельным. По мере уменьшения угла между

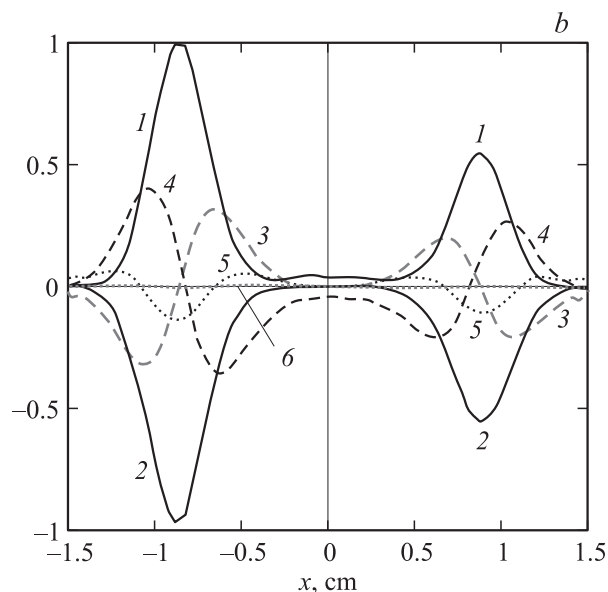


Рис. 3 (продолжение).

струйными потоками относительный вклад ионизации уменьшается, и при  $z > 2.74$  см доминирующим из положительных членов уравнения баланса электронов становится слагаемое  $\nabla_x D_A \nabla_x n_e$  с амбиполярной диффузией (рис. 2, *b*), которое вместе с конвективным вносом  $-\nabla_x v_x n_e$  компенсируется растущей рекомбинацией  $-\beta n_e^2$  и конвективным выносом  $-\nabla_z v_z n_e$  электронов. В этой области дуговой разряд между струями теряет характер самостоятельности, поскольку наличие электронов там обусловлено их притоком из плазменных струй. Этим притоком объясняется рост концентрации электронов на оси двухструйной дуги вплоть до  $z \approx 7$  см (рис. 2, *a*). Распределение линий электрического тока показывает, что к условной границе раздела  $z = 2.7$  см имеющих различный характер разрядных процессов перетекает примерно 50% электрического тока.

Напряженность электрического поля в канале анодного сопла выше, чем в катодном. Далее, вдоль осей струй, напряженности электрического поля уменьшаются. Вдоль оси двухструйной дуги напряженность

электрического тока от нижней границы токовой перемычки быстро уменьшается от максимального значения  $E_x \sim 58 \text{ V/cm}$  (рис. 2, *a*), которое почти на порядок больше осевых значений в струях. К границе раздела самостоятельного и несамостоятельного разрядных процессов  $E_x$  уменьшается в 15 раз. В сечении  $z = 2 \text{ cm}$  в струях  $E_x < E_z$ , а в межструйном промежутке  $E_x$  в 4 раза превышает  $E_z$  (рис. 3, *a*).

Плотности электрического тока в геометрически одинаковых каналах анодного и катодного сопел примерно одинаковы  $1.45 \text{ A/mm}^2$ . Картина линий электрического тока показывает, что разряд в зоне слияний струй диффузно распределен по высоте на  $\sim 2.5 \text{ cm}$ . Такое же примерно ограничение по высоте в распределении тока установлено зондовыми измерениями [1]. Максимальная плотность тока на оси  $z$  составляет  $0.3 \text{ A/mm}^2$ . В сечении  $z = 2 \text{ cm}$   $j_z$  в струях примерно в 2 раза превышает  $j_x$  в межструйном промежутке (рис. 3, *a*). Расчетное и измеренное распределения плотности тока по высоте в зоне перетекания тока между струями качественно согласовываются.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о сложном, комплексном характере перетекания тока между плазменными струями. В самом начале зоны перетекания примерно половины электрического тока дуговой разряд является самостоятельным, а далее — несамостоятельным. Хотя в межструйный промежуток электроны выносятся из каждой струи, но интегрально в силу асимметрии катодная струя является эмиттером электронов за счет их конвективно-диффузионного выноса, играющего роль вторичного процесса, а анодная струя — коллектором электронов. Поэтому катодная и анодная струи играют роль своеобразных плазменных электродов.

## Список литературы

- [1] Жеенбаев Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазмотрон. Фрунзе: Ин-т физики и математики АН Кирг. ССР, 1983. 199 с.
- [2] Кулумбаев Э.Б., Никуличева Т.Б. Взаимодействие плазменных струй в двухструйной электрической дуге // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 483–490.
- [3] Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Теория столба электрической дуги. Низкотемпературная плазма. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. Т. 1. 376 с.